PROCESAMIENTO DE SEÑALES MEDIANTE GUIAONDA OPTICA MONOMODO

M.A. MURIEL

E.T.S.I.TELECOMUNICACION./ Dpto. ELECTRONICA CUANTICA
Ciudad Universitaria
28040-MADRID

RESUMEN

Al estudiar la propagación de una radiación a través de una guiaonda óptica se obtienen las curvas de dispersión β-ω (constante de propagación-pulsación) para cada modo. Controlando la geometría y el material se logra que esta guiaonda sea monomodo. La función de transferencia de esta guiaonda monomodo es $\exp[-j\beta(\omega)L]$ donde L es la longitud de la guía.

Los valores de $d\beta/d\omega$ y $d^2\beta/d\omega^2$ nos dan respectivamente la velocidad de grupo y la dispersión. Un análisis de Fourier con el desarrollo en serie de $\beta(\omega)$ nos conduce a los mismos resultados, pero además nos sugiere la posibilidad de modificar la forma de onda de salida.

INTRODUCCION

En este trabajo se muestra la posibilidad de procesar señales electrónicas que modulan una radiación que se propaga a través de una guiaonda óptica monomodo. La transformación de estas señales temporales en señales espaciales, como en el procesamiento óptico habitual, no se necesita. Esta posibilidad es, en óptica, bastante realista debido a que se dan una serie de circunstancias. Esto puede realizarse utilizando guiaondas monomodo y ciertos tipos de láseres. Por ejemplo, transformaciones de Fourier de señales temporales, efectos de "auto-imagen" y compresión de pulsos, entre otros, pueden realizarse.

Esta posibilidad se basa en la analogía entre la difracción espacial de Fresnel (en el caso monocromático) y la distorsión de una señal temporal en la aproximación de primer orden de la dispersión de guiaonda.

BASE DEL METODO

Como se conoce [1], para una guiaonda monomodo, las componentes longitudinales de los campos electromagnéticos son pequeñas comparadas con las transversales. La solución de las ecuaciones de Maxwell pueden escribirse como

$$u(x,y,z,t) = \phi(x,y)\, f(z,t) \qquad (1)$$

donde $\phi(x,y)$ es la amplitud transversal de los campos, y $f(z,t)$ puede escribirse como

$$f(z,t) = \exp(-\alpha z)\, \exp(-j\beta z + j\omega t) \qquad (2)$$

donde α y β son, respectivamente, el coeficiente de pérdidas y la constante de propagación del modo de la guiaonda y ω es la frecuencia angular de la luz incidente. En el caso de una guiaonda multimodo $f(z,t)$ puede expresarse como una combinación lineal de los campos eléctricos o intensidades luminosas dependiendo de los casos coherentes o incoherentes.

La ecuación (1) asume que la guiaonda es uniforme a través de su longitud, de forma que la amplitud de campo $\phi(x,y)$ es independiente de z. La ecuación (2) muestra que son tratadas ondas luminosas monocromáticas. Al ser lineales las ecuaciones de Maxwell, es sencillo mostrar que su solución puede expresarse mediante una superposición lineal de soluciones a diferentes frecuencias. Normalmente, α se considera constante, ya que varía poco con la frecuencia. La relación entre la frecuencia angular ω y la constante de propagación β puede expresarse mediante un desarrollo en serie de Taylor alrededor de una frecuencia central ω_0

$$\beta(\omega) = \beta_0 + \dot{\beta}_0(\omega-\omega_0) + \frac{1}{2}\ddot{\beta}_0(\omega-\omega_0)^2 + \cdots \quad \left\{ \begin{array}{l} \beta_0 = \beta(\omega_0) \\ \dot{\beta}_0 = d\beta/d\omega|_{\omega=\omega_0} \\ \ddot{\beta}_0 = d^2\beta/d\omega^2|_{\omega=\omega_0} \end{array} \right. \qquad (3)$$

Esta función, $\beta(\omega)$, viene determinada por la geometría y los materiales empelados en la guiaonda, siendo diferente para cada modo.

Si la amplitud de entrada en la guiaonda viene dada por $f(0,t)$ su transformada de Fourier nos da su distribución espectral $F(0,\omega)$

$$F(0,\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(0,t)\, e^{-j\omega t}\, dt \qquad (4)$$

Después de la propagación a través de la guiaonda monomodo, la distribución espectral de salida será $F(z,\omega)$

$$F(z,\omega) = F(0,\omega)\, e^{-j\beta(\omega) z} \qquad (5)$$

Por lo tanto la amplitud de salida será

$$f(z,t) = \int_{-\infty}^{\infty} F(z,\omega)\, e^{j\omega t}\, d\omega \qquad (6)$$

Substituyendo la ecuación (3) en la (6), se obtiene la función de transferencia temporal $G[(\omega-\omega_0),z]$, para una señal envolvente que se desplaza con una velocidad promedio $v_g = d\omega/d\beta \,|_{\omega=\omega_0}$, viene dada por

$$G\left[(\omega-\omega_0),z\right] = \exp\left[j\frac{1}{2}(\omega-\omega_0)^2\ddot{\beta}_0 z\right]\exp\left[j\frac{1}{6}(\omega-\omega_0)^3\dddot{\beta}_0\right] \qquad (7)$$

En la aproximación de primer orden de dispersión, se tiene $\dddot{\beta}_0 = d^3\beta/d\omega^3\,|_{\omega=\omega_0} \simeq 0$ y por tanto

$$G\left[(\omega-\omega_0),z\right] = \exp\left[j\frac{1}{2}(\omega-\omega_0)^2\ddot{\beta}_0 z\right] \qquad (8)$$

Su transformada inversa de Fourier puede interpretarse como respuesta al impulso de amplitud $h(t)$

$$h(t) \propto \exp\left(j\,\frac{t^2}{2\ddot{\beta}_0 z}\right) \qquad (9)$$

Ecuación (9) es muy similar a la respuesta al impulso de amplitud de la propagación de radiación monocromática λ en la zona de Fresnel, dada por

$$h(r) \propto \exp\left(j\,\frac{\pi r^2}{\lambda z}\right) \qquad (10)$$

Esto nos permite concluir que la dispersión de un pulso temporal en una fibra debido a la dispersión es matemáticamente idéntica a la difracción de Fresnel.

APLICACIONES

El procesamiento óptico espacial se basa en la difracción de Fresnel y el uso de lentes. La contrapartida de una lente es entonces un laser de frecuencia variable, como los de inyección. La compresión de pulsos ópticos se puede entender como un enfoque temporal[3]. De la misma forma transformadas de Fourier[2] y "auto-imagen" temporal puede realizarse.

El control apropiado de $\beta(\omega)$ con un énfasis especial en $\ddot{\beta}_0$, es necesario en el diseño de dispositivos ópticos de guiaonda para el procesamiento de señal. Dicho control puede realizarse en la geometría de la guía y los substratos o cambiando el índice de refracción mediante campos externos o internos.

Se han realizado una serie de experimentos con guiaondas de cristal líquido MBBA y E7. Para intensidades pequeñas de entrada, se obtienen diferentes formas de ondas de salida en función de los diferentes regímenes de guiaonda. Sin embargo los resultados más interesantes aparecen cuando la intensidad de entrada es suficiente para modificar la orientación molecular de cristal líquido. Se logra una constante de propagación que depende de la intensidad luminosa que se propaga por la guía.

REFERENCIAS

1.- Marcuse, Applied Optics 19 (10), 1653 (1980).

2.- Jannson, Optics Letters, 8 (4), 232 (1983).

3.- Anderson, Lisak and Anderson, Optics Letters, 10(3), 134 (1985).